



У. Н ы м м

**ПОВЕРХНОСТНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ
И НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

1986

ТАРТУСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра экспериментальной физики

У. Н ы м м

ПОВЕРХНОСТНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ
И НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

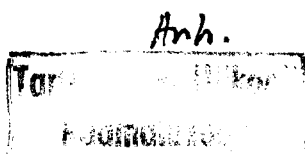
Допущено Министерством высшего и среднего специального
образования Эстонской ССР в качестве учебного пособия для
студентов по специальности "Физика"

ТАРТУ 1986

Утверждено на заседании совета физико-химического
факультета ТГУ 17 октября 1985 года

Рецензировано Я. Кирс, П. Лыук, И. Раммо

KUSTUTATUD



Введение

Настоящее учебное пособие является дополнением к уже выпущенному в ротاپринте ТГУ пособию /I/. Совместно с изданными ранее на эстонском и русском языках конспектами лекций и руководствами практических работ по физике полупроводников /2-6/ оно предназначено для студентов физического отделения, специализирующихся по электронике. В настоящее время курс физики полупроводников и физики поверхности полупроводников читается как единый цикл лекций в течение 8 и 9 семестров, при этом физика поверхности полупроводников - в весенний семестр. Эти учебные пособия призваны способствовать усвоению начинающими специалистами основ такого сложного, многостороннего, но при этом важного для современной электроники предмета, каким является физика полупроводников.

В настоящем выпуске будет рассмотрен только ограниченный круг вопросов. Это, во-первых, понятие скорости поверхностной рекомбинации, которое объясняется на базе классической работы Шокли /7, 8/. Далее излагается теория Стивенсона-Кейса о статистике поверхностной рекомбинации /9/. Затем кратко описываются некоторые методы экспериментального исследования эффекта поля, а также метод Кельвина для исследования искривления зон полупроводников.

1. ПОВЕРХНОСТНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ

1.1. Понятие "скорость поверхностной рекомбинации"

Благодаря чрезвычайной чувствительности поверхностной рекомбинации электронно-дырочных пар к кристаллической структуре поверхности и электрическому ее состоянию, исследование этого явления оказывается одним из самых эффективных методов изучения характеристик поверхности. Еще при исследовании дрейфа и рекомбинации в тонких нитевидных образцах германия Шокли отмечал сильное влияние поверхностной рекомбинации на неравновесные физические эффекты, на эффективное время рекомбинации, распределение избыточных носителей по толщине образца в различных условиях, в том числе и при наличии продольной электрического и магнитного полей и т.д. В предложенном им же теоретическом анализе названных неравновесных эффектов роль поверхности была учтена посредством введения в задачу стокового граничного условия, в котором коэффициент "скорость стока" был назван скоростью поверхностной рекомбинации

$$\left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=0} = s \Delta p|_{x=0}, \quad (1.1)$$

где Δp — концентрация избыточных носителей.

Особенно существенным оказалось влияние поверхностной рекомбинации на фотопроводимость и ее кинетику. Для изучения поверхностной рекомбинации широко использовалось также наблюдение релаксации инжектированных через выпрямляющий контакт избыточных носителей в тонком образце.

В связи с этим естественно было ожидать в той или иной мере влияния поверхностной рекомбинации и на характеристики полупроводниковых приборов, которые в основном являются "биполярными", так как принцип их действий основан на инжекции

и генерации неосновных неравновесных носителей. Шокли рассчитал вольт-амперные характеристики рр-перехода и показал, что в определенных условиях обратные токи и переходные процессы будут сильно зависеть от рекомбинации на поверхности.

Каков же физический смысл понятия "скорость поверхностной рекомбинации"? Чтобы ответить на этот вопрос прежде всего заметим, что величина δ , введенная с помощью граничного условия как "коэффициент стока", на основании статистики рекомбинации на поверхности имеет смысл скорости убывания избыточных носителей при рекомбинации.

Рассмотрим прежде всего физическую интерпретацию δ как "скорости стока". Создадим в полупроводнике некоторое число неравновесных носителей. Нарушение равновесия приводит к появлению направленного потока неравновесных носителей (дырок и электронов) к поверхности. Он определяется разностью тока, текущего к поверхности \vec{j} и от нее \vec{j} . Величина \vec{j} равна:

$$\vec{j} = \frac{1}{4} e v_s v_s. \quad (I.1a)$$

От поверхности будет идти поток, образованный как отражившимися от поверхности носителями, так и генерированными на ней со скоростью $G_s = \frac{1}{e} j_{gs}$ носителями тока, т.е.:

$$\vec{j}_{op} = \frac{1}{4} e v_{sp} R_{ps} + j_{gs} \quad (I.1б)$$

где R_{ps} — средняя вероятность отражения дырки при столкновении ее с поверхностью.

В состоянии равновесия оба потока равны друг другу, откуда равновесная скорость генерации (рекомбинации) дырок

$$G_s^0 = \frac{1}{e} j_{gs}^0 = \frac{1}{4} (1 - R_{ps}) v_{sp} v_{sc}. \quad (I.1в)$$

При отсутствии равновесия, но в стационарных условиях аналогично

$$G_s = \frac{1}{e} \int g_s = \frac{1}{4} (1 - R_{ps}) v_{sp} p_s. \quad (I.1r)$$

Результирующая скорость генерации неравновесных носителей тока к поверхности

$$\begin{aligned} (G_s - G_s^*) &= \frac{1}{4} (1 - R_{ps}) v_{sp} (p_s - p_{s0}) = \\ &= \frac{1}{4} (1 - R_{ps}) v_{sp} \Delta p_s. \end{aligned} \quad (I.2)$$

Далее поглощение носителей поверхностью в общем случае осуществляется как с помощью процесса рекомбинации на локальных центрах, энергетическое положение которых E_t , так и с помощью изменения заряженности локальных центров. Однако для стационарных условий (для нестационарных и в том случае, когда рекомбинация идет без задержки, т.е. $\frac{dn_t}{dx} = 0$, где индекс λ отмечает рекомбинационные ловушки) остается только рекомбинационный поток на поверхность, который удобно записать в виде стокового граничного тока.

В оговоренных выше условиях скорость (поглощения) рекомбинации носителей поверхностью равна результирующей скорости генерации. Отсюда, приравнявая (I.1) и (I.2), получим:

$$\delta = \frac{1}{4} (1 - R_{ps}) v_{sp}. \quad (I.3)$$

Таким образом, интенсивность поверхностной рекомбинации может быть описана в терминах феноменологического параметра-коэффициента отражения носителей тока R . Величина δ велика на поверхности с низкой отражательной способностью для неравновесных носителей, т.е. на поверхности, которая их сильно поглощает. Видно также, что величина δ не может возрастать бесконечно. Максимальное значение δ ограничивается тепловой скоростью $\delta_{max} = \frac{1}{4} v_s$; обычно $\delta_{max} \approx 10$ см/с. Физически это означает, что дальнейшее ускорение рекомбинации через поверхность ограничивается скоростью диффузионной до-

ставки неравновесных носителей из объема на поверхность.

Величина Δ для одного и того же полупроводника, а тем более для различных материалов, может изменяться в широком диапазоне. Например, для германия и кремния она составляет $10-10^5$ см/с в зависимости от типа обработки, удельного сопротивления и т.д. Для других полупроводников полученные данные гораздо менее полны. Для сульфида кадмия, сурьмянисто-го индия, арсенида галлия обычно приводятся весьма большие величины -10^4-10^5 см/с. Такого же порядка величины были получены для механически обработанных поверхностей, содержащих, как известно, большое количество структурных дефектов, посторонних примесей.

1.2. Основные соотношения, используемые при расчете неравновесных эффектов

Характер распределения и рекомбинации избыточных электронно-дырочных пар описывают следующие уравнения.

1. Уравнения непрерывности для электронов и дырок:

$$\begin{aligned}\frac{dp}{dt} &= G - \frac{p-p_0}{\tau_0} - \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p, \\ \frac{dn}{dt} &= G - \frac{n-n_0}{\tau_0} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n.\end{aligned}\quad (1.4)$$

2. Соотношения для токов:

$$\begin{aligned}\vec{j}_n &= e u_n n \vec{E} + e D_n \nabla n, \\ \vec{j}_p &= e u_{pp} \vec{E} - e D_p \nabla p.\end{aligned}\quad (1.5)$$

3. При наличии пространственного заряда в полупроводнике следует привлекать уравнение Пуассона:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{4\pi q}{\epsilon} \left(\equiv \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} \right). \quad (1.6)$$

В зависимости от того, какой неравновесный эффект рассматривается (фотопроводимость, инжекцию через контакт и

т.д.), получим тот или иной вид функции генерации электронно-дырочных пар $G(x)$. Так, при инжекции через торец имеем источник генерации в виде плоскости, причем $G \neq f(x)$; при инжекции через точечный источник $G = G(y, z)$ и др.

Учет влияния поверхности осуществляется с помощью граничных уравнений для токов и полей. Уже отмечалось, что для токов используется стоковое граничное условие на обеих поверхностях $x = 0$ и $x = d$ (d - толщина пластинки):

$$j_n|_{x=0} = s_{n1} \Delta n|_{x=0} ; j_n|_{x=d} = -s_{n2} \Delta n|_{x=d} \quad (1.7)$$

$$j_p|_{x=0} = s_{p1} \Delta p|_{x=0} ; j_p|_{x=d} = -s_{p2} \Delta p|_{x=d}.$$

В случае полубесконечного образца второе граничное условие, естественно, не зависит от поверхностной рекомбинации, и оно просто представляет собой локальную концентрацию в объеме:

$$\Delta p = G \tau_0 \quad \text{при} \quad x \rightarrow \infty \quad (1.8)$$

Из условия (1.7) вытекает следующее. Несмотря на то, что поверхность является естественным препятствием для токов, каждый из них в отдельности (j_n и j_p) при $x = 0, x = d$ не равен нулю. Однако нулю в стационарном случае будет равен суммарный ток, поскольку на поверхности происходит полная компенсация электронного тока дырочным. В нестационарных условиях, как уже отмечалось, на поверхности может возникать дополнительный ток, связанный с перезарядкой локальных центров при освещении:

$$j_z|_{x=0} = e \frac{dn_t}{dt},$$

и тогда суммарный ток оказывается конечным. Если же нет задержки процесса рекомбинации во все моменты времени, то и для переходных процессов ток отсутствует;

$$j_s|_{x=0} = 0$$

Тогда из равенства электронного и дырочного токов на поверхности имеем

$$\frac{\Delta n|_{x=0}}{\Delta p|_{x=0}} = \frac{D_p|_{x=0}}{D_n|_{x=0}} \quad (1.9)$$

Отсюда непосредственно получаем вывод: истинные скорости захвата электронов $\Delta n|_{x=0}$ и дырок $\Delta p|_{x=0}$ на поверхности при наличии пространственного заряда оказываются существенно неодинаковыми. Физически это означает следующее. Поскольку пространственный заряд делает величины $\Delta n|_{x=0}, \Delta p|_{x=0}$ сильно различными, т.е. так как

$$\Delta p(0) = \Delta p_b e^{-y_s}; \quad \Delta n(0) = \Delta n_b e^{y_s}, \quad (1.10)$$

то для поддержания равенства рекомбинационных потоков электронов и дырок на поверхности необходимо и соответствующее число раз изменить скорости захвата ловушками электронов и дырок.

В том случае, когда вблизи поверхности имеются сильные слои пространственного заряда, теоретический анализ неравновесных эффектов сильно усложняется.

В общем случае нужно отдельно находить решения для области пространственного заряда и для нейтральной области, а затем их сшивать. Это удается сделать только для небольшого числа частных случаев. Существует, однако, хотя и простейший, но весьма актуальный случай, когда можно ограничиться решением только в нейтральной области, а именно - если в эксперименте можно пренебречь величиной неравновесной фотопроводимости, локализованной в слое пространственного заряда. Это, конечно, не означает, что следует вообще пренебрегать влиянием пространственного заряда. Последний учитывается косвенно и изменяет неравновесную концентрацию носителей на поверхности. Тогда, ток на границе нейтральной области - $j_{x=0} = \Delta p \Delta n_b$ - необходимо приравнять току на истинной границе образца, который в общем случае зависит от изгиба

зон. Здесь δ — толщина области пространственного заряда. Первое граничное условие ($\int \delta$) используется для расчета фотопроводимости в нейтральной области, которая в оговоренных приближениях описывает экспериментальный эффект. Равный же ему поверхностный ток $\int_{x=0}$ рассчитывается по статистике через параметры поверхностных центров и электрического поля пространственного заряда. Подставив полученное соотношение для $\int_{x=0}$ в формулы, описывающие физический эффект, получим соотношение через характеристики поверхностных центров и слоя пространственного заряда. В случае выполнения квазиравновесной статистики для неосновных носителей в слое пространственного заряда (т.е. при $n_{x=0} \cdot p_{x=0} = n_{\delta} \cdot p_{\delta}$) легко получить и величину \int_{δ} через параметры центров и χ_{δ} и, таким образом, в формулы для физического эффекта ввести \int_{δ} — скорость поверхностной рекомбинации на границе нейтральной области полупроводника.

Особенностью обсуждаемого случая является то, что введенная здесь через граничное условие при $x=\delta$ величина \int_{δ} оказывается одинаковой для всех неравновесных физических эффектов. Это является простым следствием того, что рассчитываются процессы в нейтральном объеме при одинаковых граничных условиях. Говорят, что в этом случае понятие \int является универсальным. Рабба в связи с этим предложил простой критерий проверки справедливости принятых предположений и, следовательно, универсальности понятия \int : величина \int , рассчитанная из разных эффектов (например, на фотопроводимости и фотомагнитной э.д.с.), должна быть одинаковой.

1.3. Время жизни носителей заряда в нитевидных образцах

1.3.1. Введение. Ряд опытов показал, что процесс рекомбинации носителей заряда в нитевидных образцах германия часто происходит по преимуществу на поверхности, и что эта рекомбинация может быть усилена при одновременном наложении на образец продольного электрического и поперечного магнитного полей. Такое усиление рекомбинации на поверхности, как следствие образующейся там высокой концентрации введенных носителей, называется эффектом Суля.

В настоящем параграфе решено уравнение непрерывности для

случая нитевидного образца германия прямоугольного сечения, к которому приложено продольное электрическое поле, и показано, как коэффициенты поверхностной и объемной рекомбинации входят в выражение для времени жизни и постоянной спада, характеризующей скорость убывания рассматриваемой величины (обратная времени жизни).

Ограничимся рассмотрением случая, когда концентрация дырок, введенных в материал с проводимостью n -типа, мала. Токи электронов и дырок, текущие в нитевидном образце в поперечном направлении, равны и противоположно направлены, так как в противном случае на его поверхности образовался бы заряд. Следовательно, дырочный ток в значительной степени осуществляется диффузией (в поперечном направлении).

1.3.2. Уравнение непрерывности и граничные условия

Таким образом, мы подошли к исследованию решения уравнения непрерывности для дырок в нитевидном образце германия при наличии однородного электрического поля, направленного по оси x вдоль образца. Предположим, что границам нитевидного образца соответствуют координаты $y = \pm B$ $z = \pm C$ так, что поперечное сечение образцов имеет прямоугольную форму и обладает площадью, равной $4BC$. Составляющие дырочного тока, протекающего в образце, равны

$$j_x = e \mu_p \epsilon_x p - e D_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.5a)$$

$$j_y = -e D_p \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (1.5b)$$

$$j_z = -e D_p \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (1.5в)$$

Они должны удовлетворять уравнению непрерывности ($\epsilon_x \neq 0$),

$$\varepsilon_y = \varepsilon_z = 0):$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = & \frac{p_n - p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \nabla_j j_p = \frac{p_n - p}{\tau_p} - u_p \varepsilon_x \frac{\partial p}{\partial x} + \\ & + D_p \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (I.4a)$$

Очевидно, что значение $p = p_n$ есть решение этого уравнения для того случая, когда дырки в нитевидный образец не вводятся. Обозначим изменение концентрации дырок в результате их введения в образец как

$$p_1 = p - p_n (\equiv \Delta p). \quad (I.11)$$

В таком случае (I.4a) будет однородным линейным дифференциальным уравнением в частных производных, так как каждый член его зависит от p_1 линейно. Кроме того, переменные разделяются, и решения его могут быть записаны как произведения функций, зависящих от t, x, y и z в отдельности.

I.3.3. Решение уравнения непрерывности и его анализ

Общее решение уравнения непрерывности при указанных условиях (одинаковые условия на всех поверхностях) после прекращения генерации имеет вид суммы

$$p(x, y, z, t) = \sum_{ijl} A_{ijl} e^{-\nu_{ij} t - a x} \cos b y \cdot \cos c z. \quad (I.12)$$

Эта сумма содержит только члены с косинусами из-за симметрии задачи. Собственные времена релаксации $\tau_{ij} = \nu_{ij}^{-1}$ находятся из характеристического уравнения (подставляя (I.12) в (I.4a)):

$$\nu_{ij} - \frac{1}{\tau_{ij}} = \frac{1}{\tau_p} - u_p \varepsilon_x a + D_p (a^2 + b^2 + c^2). \quad (I.13)$$

Поскольку релаксация избыточной концентрации описывается суммой с различными собственными временами τ_i , то возникает вопрос, что следует подразумевать под временем жизни неравновесных носителей в таком нитевидном образце. Во-первых, ясно одно, что уменьшение общего числа дырок в нитевидном образце не следует простому экспоненциальному закону. Дело в том, что один из членов ряда (I.12)

$$p \sim e^{-vt - \alpha x} \cos by \cdot \cos cz \quad (I.12a)$$

характеризуется настолько большим значением времени жизни по сравнению с остальными членами, что играет доминирующую роль.

Именно это наибольшее время жизни мы и будем в основном рассматривать в дальнейшем. Остальные члены убывают настолько быстро, что скорость наблюдаемого процесса определяется только одним упомянутым выше членом ряда.

Кроме ситуации, при которой образец равномерно освещается, рассмотрим и случай, когда дырки все время вводятся в некоторой точке нитевидного образца и движутся вдоль него.

По мере продвижения дырок вдоль образца концентрация их убывает вследствие рекомбинации. В этом случае в рассмотрение вводится коэффициент затухания α и концентрация дырок изменяется как $e^{-\alpha x}$ где α — коэффициент затухания. Определяем время жизни как время, в течение которого дырка под действием поля проходит расстояние, равное $1/\alpha$, на котором концентрация уменьшается в e раз.

Можно в таком случае представить себе, что при $x = 0$ распределение дырочного тока в поперечном сечении образца описывается суперпозицией многих членов вида $\cos by \cdot \cos cz$. Все эти члены, за исключением одного, убывают очень быстро, по мере того как дырки перемещаются вдоль по нитевидному образцу под действием поля, в то время как один из членов, как мы покажем ниже, характеризуется временем жизни $\tau_{\text{эф}}$.

Предположим, что на границах образца $y = \pm B$ и $z = \pm C$ избыток числа рекомбинирующих над числом образующихся дырок

прямо пропорционален концентрации p_1 , причем коэффициент пропорциональности равен δ . Следовательно, ток по направлению к поверхности образца удовлетворяет граничным стоковым уравнениям (I.7):

$$\begin{aligned}\frac{1}{e} j_y &= \pm \delta p_1, \quad y = \pm B, \\ \frac{1}{e} j_z &= \pm \delta p_1, \quad z = \pm C.\end{aligned}\tag{I.7a}$$

Величина δ имеет размерность скорости и называется скоростью поверхностной рекомбинации. Из условий (I.7) следует, что скорость рекомбинации как раз равна току дырок с плотностью p_1 , протекающему со средней скоростью δ через поверхность образца.

Если p_1 задается выражением (I.12), то граничные условия при $y = \pm B$ и $z = \pm C$ эквивалентны, и выражения (I.7a) сводятся к

$$\begin{aligned}-D_p e^{-vt - ax} (-b) \sin by \cdot \cos cz &= (\delta p_1) = \\ \delta e^{-vt - ax} \cos by \cos cz.\end{aligned}\tag{I.14}$$

$$D_p b \sin bB = \delta \cos bB$$

и получим

$$bB \operatorname{tg} bB = \frac{\delta B}{D_p} \equiv \chi_y = \eta \operatorname{tg} \eta.$$

Аналогично

$$cC \operatorname{tg} cC \equiv \chi_z = \xi \operatorname{tg} \xi,\tag{I.15}$$

где

$$\eta = bB \quad \text{и} \quad \xi = cC.\tag{I.16}$$

На рис. I. представлен график функции $\chi_y = \eta \operatorname{tg} \eta$. Из графика сразу видно, что для любого значения χ_y существует лишь

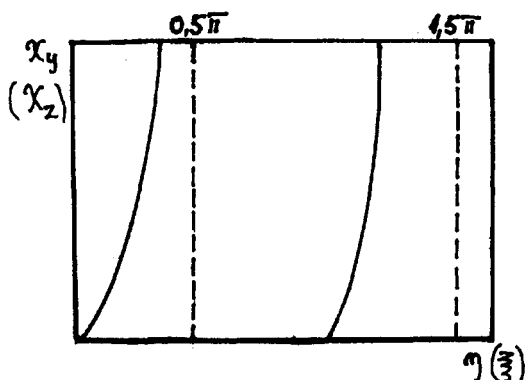


Рис. 1. Графическое представление функции $\chi_y(\chi_2)$. Вертикальные пунктирные линии представляют первые две асимптоты кривых $\eta \operatorname{tg} \eta$.

одно решение для η , лежащих в интервале $0 \leq \eta < \frac{\pi}{2}$, а также по одному решению для каждого интервала от $n\pi$ до $(n+\frac{1}{2})\pi$. Это справедливо и для любых значений χ_2 и ξ . Член, характеризующий наибольшим значением времени жизни, как мы увидим ниже, соответствует наименьшим численным значениям решений уравнений (I.14) – (I.16), которые мы обозначили через η_0 и ξ_0 . Коэффициенты b и c равны при этом соответственно $\frac{\eta_0}{C}$ и $\frac{\xi_0}{C}$. Уравнение (I.13) можно рассматривать в таком случае как уравнение с двумя неопределенными параметрами α и ν , которое может быть приведено к виду

$$\nu + D_p \alpha + \gamma_p \varepsilon_x \alpha = \frac{1}{\varepsilon_p} + D_p \left(\frac{\eta_0^2}{B^2} + \frac{\xi_0^2}{C^2} \right) \equiv \nu_1, \quad (\text{I.17})$$

так как

$$b^2 = \left(\frac{\eta}{B} \right)^2, \quad c^2 = \left(\frac{\xi}{C} \right)^2.$$

Члены второго из этих выражений определяются постоянными, характеризующими нитевидный образец, т.е. величинами τ_p, B, C

и Δ . Ниже будет показано, что сумма этих членов, обозначенная через v_f , есть постоянная падения для нитевидного образца и равна $\frac{1}{c_{\phi 1}}$ и $\frac{1}{c_{\phi 2}}$. Основываясь на это равенство, можно ввести новое понятие — время жизни в нитевидном образце, определяемое формулой

$$\tau_f = \frac{1}{v_f}. \quad (I.18)$$

Рассмотрим сначала первый случай, когда концентрация дырок не зависит от x , так что $Q = 0$. В этом случае (I.17) сводится к

$$v = v_f$$

независимо от значения напряженности электрического поля E_x . Решение p_1 может быть записано при этом как

$$p_1 = p_{10} e^{-v_f t} \cos by \cdot \cos cz \quad (I.19)$$

Это значит, что концентрация дырок убывает экспоненциально со скоростью, характеризуемой постоянной спада v_f , которая равна $\frac{1}{c_{\phi 1}}$, ($p_1 = p_{10} e^{-\frac{t}{c_{\phi 1}}}$), так что

$$\frac{1}{c_{\phi 1}} = v_f = \frac{1}{c_p} + D_p \left(\frac{\eta_0^2}{B^2} + \frac{\bar{\xi}_0^2}{c^2} \right) = \frac{1}{c_p} + v_b. \quad (I.20)$$

Отсюда следует, что постоянная спада v_f для нитевидного образца равна сумме "объемной" постоянной спада $\frac{1}{c_p}$ и поверхностной постоянной спада v_b , определяемой уравнением (I.20).

Теперь возможно показать, почему во многих случаях можно пренебречь рассмотрением членов, содержащих η_n и $\bar{\xi}_n$ со значением $n > 0$. Для этих членов значения η_n^2 и $\bar{\xi}_n^2$ будут по меньшей мере в четыре раза больше, чем η_0^2 и $\bar{\xi}_0^2$. Следовательно, такие члены будут уменьшаться быстрее, чем член, содержащий η_0^2 и $\bar{\xi}_0^2$, и будут ничтожно малы по сравнению с

ним, по крайней мере во всех тех случаях, когда V_s достаточно велико. В формулу, определяющую распределение концентрации дырок по сечению образца, эти члены высшего порядка входят с переменными знаками, а быстрое убывание концентрации является следствием течения избыточных дырок в те области, где их недостает. В дальнейшем этими членами высшего порядка мы будем пренебрегать. Значения V_s определяются выражением

$$V_s = D_p \left[\frac{\eta_0^2}{B^2} + \frac{\bar{\xi}_0^2}{C^2} \right], \quad (I.20a)$$

где V_s функция D_p, B, C и Δ , причем Δ входит в рассмотрение через зависимости η_0 и $\bar{\xi}_0$ от $\chi_y = \frac{\Delta B}{D_p}$ и $\chi_z = \frac{\Delta C}{D_p}$. Это выражение принимает простой вид при больших и малых значениях Δ . При $\Delta \rightarrow \infty$ как η_0 , так и $\bar{\xi}_0$ равны $\pi/2$, что соответствует равенству $p_1 = 0$ на границе. В этом случае

$$V_s = \frac{\pi^2 D_p}{4} \left(\frac{1}{B^2} + \frac{1}{C^2} \right)_{(\Delta \rightarrow \infty)}. \quad (I.20б)$$

При малых значениях Δ выражение для V_s также принимает простой вид

$$V_s = \Delta \left(\frac{1}{B} + \frac{1}{C} \right)_{(\Delta \rightarrow 0)}. \quad (I.20в)$$

На рис. 2 показано распределение концентрации дырок, введенных в нитевидный образец, для решений $\eta_0, \bar{\xi}_0$ в плоскости $z = 0$. Этот рисунок показывает, как изменяется p_1 с изменением y для трех различных значений Δ . При $\Delta = 0$ распределение концентрации по сечению однородно, так как теперь для компенсации поверхностной рекомбинации нет необходимости в диффузии дырок к поверхности. При $\Delta = \infty$ концентрация дырок на поверхности равна 0, и вследствие большого градиента кон-

центрации возникает поток дырок к поверхности, где они и рекомбинируют. При промежуточном значении χ величина p_1 имеет на поверхности конечное значение, и градиент концентрации как раз достаточно велик, чтобы диффузия дырок к поверхности уравнивала их рекомбинацию. Покажем, что такое же значение $\tau_{\text{эф}}$ получается и при исследовании зависимости концентрации дырок от расстояния вдоль нитевидного образца в присутствии сильного электрического поля. Расстояние вдоль образца можно выразить через время, воспользовавшись для этой цели определением скорости дрейфа как $E_x \mu_p = v_x$. В этом случае решение является решением для стационарного состояния, не зависящего от времени, так что \dot{v} в (I.17) следовало бы положить равным нулю.

Тогда значение α будет равно

$$\alpha = \frac{v_x \pm \sqrt{4 D_p v_x + v_x^2}}{2 D_p} \quad (\text{I.21})$$

Нашему случаю соответствует знак плюс. Знак минус соответствует уменьшению концентрации дырок в направлении отрицательной полуоси x или диффузии дырок против поля. При больших значениях $\frac{v_x^2}{2 D_p \chi}$, встречающихся в опытах с нитевидными образцами германия, подкоренное выражение в (I.21) можно разложить в ряд или пренебречь членом, содержащим D_p в выражении (I.17), тогда

$$\alpha \approx \frac{v_x}{v_x} \quad (\text{I.22})$$

Отсюда $\tau_{\text{эф}2}$ равно

$$\tau_{\text{эф}2} = \frac{1}{\alpha v_x} = \frac{1}{v_x} = \tau_1 \quad (\text{I.23})$$

$$(p_1 = e^{-\alpha x} = e^{-\frac{v_x}{v_x} \cdot v_x t} = e^{-v_x t} = e^{-\frac{t}{\tau_1}}).$$

В формуле для $1/\tau_{\text{эф}1}$ (I.20) в последнем члене заключено влияние на эффективное время скорости поверхностной рекомбинации. В общем случае, как мы видели, требуется решение

трансцендентных уравнений (I.14)–(I.16). В ряде работ это решение приведено в виде монограмм. Из них легко рассчитать Δ по подсчитанной из $\tau_{\text{эф}}$ величине η (или ξ). Измерив $\tau_{\text{эф}}$ при двух толщинах образца, можно по монограммам, полученным в некоторых работах, определить как величину Δ , так и объемное время жизни τ_p .

При малой рекомбинации на поверхности, когда $\frac{sB}{D_p} \ll 1$ и $\frac{sC}{D_p} \ll 1$, получаем простую аналитическую связь $\tau_{\text{эф}}$ с Δ . Действительно, здесь $\eta, \xi \ll 1$, и из (I.14) и (I.15) имеем:

$$\eta + \eta\eta \approx \eta^2 = \frac{sB}{D_p}; \quad \xi + \xi\xi \approx \xi^2 = \frac{sC}{D_p} \quad (I.24)$$

откуда

$$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau_p} + \Delta \left(\frac{1}{B} + \frac{1}{C} \right) = \frac{1}{\tau_p} + 2\Delta \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{h} \right). \quad (I.25)$$

Отсюда видно, что здесь вероятность рекомбинации $1/\tau_{\text{эф}}$ равна сумме вероятности рекомбинации в объеме $1/\tau_p$ и на каждой поверхности $\frac{\Delta}{d}, \frac{\Delta}{h}$. Действительно, показано, что если рекомбинация на различных поверхностях бруска не одинакова, то (при малых Δ):

$$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau_p} + \sum_{x,y,z} \left(\frac{\Delta_1}{d_{x,y,z}} + \frac{\Delta_2}{d_{x,y,z}} \right) \quad (I.26)$$

В случае тонких образцов ($d \ll L_p$) и при низких Δ получаем из (I.25):

$$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{2\Delta}{d} \quad (I.27)$$

Если образец толстый, $d \gg L_p$, то тогда при любом Δ

$$\tau_{\text{эф}} = \tau_p. \quad (I.28)$$

И, например, фотопроводимость при достаточно большой величине Δ вовсе перестает зависеть от поверхности. Условия (I.14)

и (I.15) допускают решения в аналитических функциях и в другом предельном случае - при экстремально высоких скоростях поверхностной рекомбинации $\frac{\delta B}{D_p} \gg 1$. В этом случае:

$$\frac{1}{\tau_{\text{эф}}} \approx D_p \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{1}{d^2} + \frac{1}{h^2} \right). \quad (\text{I.29})$$

Видно, что здесь $\tau_{\text{эф}}$ прямо пропорционально коэффициенту би-полярной диффузии D_p и не зависит от δ . Этот, на первый взгляд, странный факт объясняется тем, что при очень большом "отсосе" избыточных носителей к поверхности ограничивающим неравновесные процессы будет уже не акт рекомбинации, а недостаточно интенсивный поток неравновесных носителей к поверхности. Таким образом, не всегда независимость $\tau_{\text{эф}}$ от состояния поверхности является доказательством объемной природы неравновесного эффекта. Из измерений $\tau_{\text{эф}}$ на шлифованных поверхностях был оценен коэффициент диффузии, который оказался близким к ожидаемому.

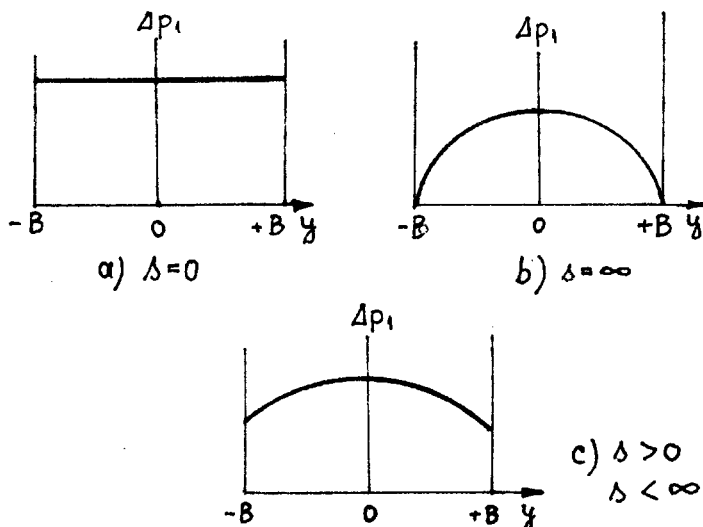


Рис. 2. Распределение дырок в поперечном сечении образца при различных скоростях поверхностной рекомбинации.

2. Теория Стивенсона-Кейса

2.1. Статистика поверхностной рекомбинации

В ряде неравновесных эффектов фотопроводников, инжекция на контакте и т.д., влияние поверхности можно учитывать через стоковое граничное условие для тока неосновных носителей на поверхности. В некоторых простых случаях этот ток равен поверхностному рекомбинационному току $e U_{ns}$. Последний может быть найден из статистики рекомбинации через характеристики рекомбинационного центра и концентрации свободных носителей в зонах на поверхности. Таким образом, оказывается возможным установить связь между δ и характеристиками локального центра.

Пусть на поверхности имеются центры рекомбинации одного типа (рис. 3), обменивающиеся носителями с зоной проводимости и с валентной зоной и характеризующиеся концентрацией N_t

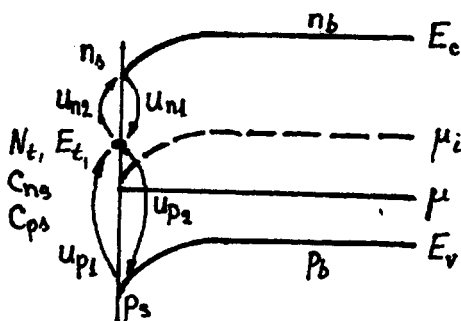


Рис. 3. Рекомбинация через поверхностные уровни с энергией E_t и концентрацией N_t , характеризующаяся с вероятностями захвата электрона C_{ns} и дырки C_{ps} .

и энергетическим положением E_t . Вероятность того, что электрон из зоны будет захвачен уровнем в течение одной секунды, обозначается через C_{ns} . Величина C_{ns} равна произведению поперечного сечения захвата для данного уровня c_{ns} на теп-

ловую скорость носителей:

$$C_{ns} = c_{ns} v_n.$$

В соответствии с теорией Шокли-Рида для невырожденного полупроводника, электронный поток к поверхностному центру можно записать в виде:

$$u_{n1} = C_{ns} n_s N_t (1 - f_t), \quad (2.1)$$

где n_s - концентрация электронов в зоне у поверхности,
 f_t - функция Максвелла-Больцмана, характеризующая заполнение поверхностного уровня (неравновесная),
 $N_t(1 - f_t)$ - число дырок на рассматриваемом уровне.

Поток u_{n2} направленный от поверхности вглубь кристалла и определяемый переходом электронов с поверхностных уровней в объем, выражается в виде:

$$u_{n2} = C'_{ns} f_t N_t, \quad (2.2)$$

где C'_{ns} - вероятность перехода электронов с поверхностного уровня в зону.

Соотношение между C_{ns} и C'_{ns} можно найти следующим образом. В состоянии термодинамического равновесия число переходов из зоны на рекомбинационный уровень равно числу обратных переходов

$$C_{ns} n_{s0} (1 - f_{t0}) N_t = C'_{ns} f_{t0} N_t. \quad (2.3)$$

Знаком "нулик" обозначены равновесные значения соответствующих величин. Из (2.3) следует, что

$$C'_{ns} = C_{ns} n_{s0} \frac{1 - f_{t0}}{f_{t0}}. \quad (2.4)$$

Если для простоты предположить, что начальный изгиб энергетических зон равен нулю, то

$$n_{s0} = N_c e^{\frac{\mu - E_c}{kT}} ; \quad \frac{1 - f_{t0}}{f_{t0}} = e^{\frac{E_t - \mu}{kT}}$$

и (2.4) преобразуется в вид

$$C_{ns} = C_{ns} N_c e^{\frac{E_t - E_c}{kT}} . \quad (2.5)$$

Вводится обозначение

$$n_1 = N_c e^{\frac{E_t - E_c}{kT}} , \quad (2.6)$$

Величина n_1 есть концентрация электронов в зоне, когда уровень Ферми совпадает с рекомбинационными уровнями; тогда $C_{ns} = C_{ns} n_1$, и электронный ток с поверхности в объем кристалла (2.2) можно представить в виде:

$$u_{n2} = C_{ns} n_1 f_t N_t . \quad (2.7)$$

Избыточный электронный поток к поверхностным состояниям будет:

$$u_n = u_{n1} - u_{n2} = C_{ns} n_s N_t (1 - f_t) - C_{ns} n_1 N_t f_t . \quad (2.8)$$

Аналогично избыточный поток дырок к поверхности при обмене носителями между поверхностным уровнем и валентной зоной

$$u_p = u_{p1} - u_{p2} = C_{ps} p_s N_t - C_{ps} p_1 N_t (1 - f_t) , \quad (2.9)$$

где C_p - вероятность захвата дырки на рекомбинационный уровень в I с, а

$$p_i = N_v e^{\frac{E_v - E_i}{kT}} \quad (2.10)$$

В условиях равновесия оба результирующих потока равны нулю.

Рассмотрим квазиравновесный случай, когда отклонения концентрации носителей от равновесного значения как в объеме, так и на поверхности малы по сравнению с равновесными значениями концентраций. Обозначим равновесные концентрации дырок и электронов в объеме и на поверхности через

$$p_0, n_0 (p_b, n_b), p_{s0}, n_{s0},$$

а неравновесные концентрации - соответственно через

$$p, n, p_s, n_s.$$

В неравновесном случае при C_{p_s} и C_{n_s} , отличных от нуля, избыточные носители будут рекомбинировать через поверхностные уровни, т.е. будут существовать равные электронный и дырочный потоки, направленные к поверхности: $U_n = U_p = U$. Из этого условия определяется U , воспользовавшись (2.8) и (2.9).

2.2. Формула Стивенсона-Кейса

Далее для числа актов рекомбинации на единицу поверхности в единицу времени можно получить следующее выражение:

$$U = \frac{C_p C_n N_t (p_s n_s - p_i n_i)}{C_n (n_s + n_i) + C_p (p_s + p_i)} \quad (2.11)$$

Выражение (2.11) можно преобразовать, воспользовавшись соотношениями

$$p_1 n_1 = n_0 p_0 = n_i^2 \left[= N_c N_v e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \right], \quad (2.12)$$

$$n_s p_s = n p. \quad (2.13)$$

Равенство (2.12) очевидно, а (2.13) требует обоснования. Оно справедливо, если носители заряда на поверхности и в объеме непосредственно под областью пространственного заряда находятся в равновесии между собой, т.е. квазиуровни Ферми постоянны в области пространственного заряда. Для германия условие постоянства квазиуровней в области пространственного заряда при не слишком больших отклонениях от состояния равновесия выполняется, так как длина экранирования (10^{-4} см) значительно меньше длины диффузионного смещения носителей (10^{-1} см).

С учетом (2.12) и (2.13), (2.11) преобразуется в вид

$$u = \frac{C_p C_n N_t (pn - p_0 n_0)}{C_n (n_s + n_1) + C_p (p_s + p_1)}. \quad (2.14)$$

В квазиравновесном случае $p = p_0 + \Delta p$, $n = n_0 + \Delta n$, $\Delta p \ll p_0$, $\Delta n \ll n_0$. Подставляя p и n в (2.14), пренебрегая величинами второго порядка и считая $\Delta p = \Delta n$, что справедливо при отсутствии центров прилипания, можно получить:

$$u = \frac{C_p C_n N_t (p_0 + n_0)}{C_n (n_s + n_1) + C_p (p_s + p_1)} \Delta p \equiv \Delta \Delta p, \quad (2.15)$$

$$\Delta = \frac{u}{\Delta p}. \quad (2.16)$$

Величина Δ , определяющаяся отношением количества актов ре-

комбинации на единицу поверхности в единицу времени и концентрации избыточных носителей непосредственно за областью пространственного заряда, имеет размерность скорости и называется скоростью поверхностной рекомбинации.

Основным предположением, которое используется при введении понятия скорости поверхностной рекомбинации, является предположение о равновесии носителей в объеме и на поверхности кристалла независимо от способа генерации неравновесных носителей заряда. Только в этом случае получается пропорциональность между U и (см. ниже) Δp . Действительно, при выводе (2.14) использовалось равенство (2.13) или, что то же самое, равенство

$$(p_{s0} + \Delta p_s)(n_{s0} + \Delta n_s) = (p_b + \Delta p_b)(n_b + \Delta n_b). \quad (2.17)$$

Это можно записать лишь в том случае, если предположить следующий характер распределения неравновесных носителей в слое объемного заряда:

$$\Delta p_s = \Delta p_b e^{-y_s}; \quad \Delta n_s = \Delta n_b e^{y_s}, \quad (2.18)$$

$$\Delta p(x) = \Delta p_b e^{-y(x)}; \quad \Delta n(x) = \Delta n_b e^{y(x)}. \quad (2.18a)$$

т.е. зависимость концентрации от изгиба зон для равновесных и неравновесных носителей предполагается одинаковой.

Формулу (2.15) легко преобразовать:

$$u_s = \frac{N_A C_R C_n (n_0 + p_0)}{C_n (n_s + n_1) + C_p (p_s + p_1)} \Delta p_b = s \Delta p_b$$

и

$$\Delta = \frac{N_t \sqrt{C_{ps} C_{ns}} \frac{n_0 + p_0}{2 n_i}}{\frac{\sqrt{\frac{C_{ns}}{C_{ps}}} n_i + \sqrt{\frac{C_{ps}}{C_{ns}}} p_i}{2 n_i} + \frac{\sqrt{\frac{C_{ns}}{C_{ps}}} n_s + \sqrt{\frac{C_{ps}}{C_{ns}}} p_s}{2 n_i}} =$$

откуда и получаем (2.19)

$$= \frac{N_t \sqrt{C_{ps} C_{ns}} \frac{n_0 + p_0}{n_i}}{\frac{e^{-\left(\frac{e\varphi_0}{kT} + \mu_i - \frac{E_t}{kT}\right)} + e^{\left(\frac{e\varphi_0}{kT} + \mu_i - \frac{E_t}{kT}\right)}}{2} + \frac{e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}} y_s - u_b \frac{e\varphi_0}{kT} - y_s + u_b}{e^{\frac{e\varphi_0}{kT}} \cdot e + e^{\frac{e\varphi_0}{kT}} \cdot e}{2}},$$

так как

$$a) \quad \sqrt{\frac{C_{ps}}{C_{ns}}} = e^{\frac{e\varphi_0}{kT}}, \quad \sqrt{\frac{C_{ns}}{C_{ps}}} = e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}, \quad (2.19a)$$

$$b) \quad \frac{n_i}{n_i} = \frac{N_c e^{\frac{E_t - E_c}{kT}}}{N_c e^{-\left(\frac{E_t}{kT} - \mu_i\right)}} = e^{\frac{E_t}{kT} - \mu_i}, \quad (2.19b)$$

$$\frac{p_i}{p_i} = e^{-\left(\frac{E_t}{kT} - \mu_i\right)}. \quad (2.19r)$$

Дальше,

$$\Delta = \frac{N_t \sqrt{C_{ps} C_{ns}} \frac{n_0 + p_0}{n_i}}{\text{ch}(\bar{E}_t - \mu_i - \bar{\varphi}_0) + \text{ch}(y_s - u_b - \bar{\varphi}_0)}. \quad (2.19a)$$

При этом

$$\bar{E}_t = \frac{E_s}{kT}, \quad \bar{\varphi}_0 = \frac{e\varphi_0}{kT}, \quad \varphi_0 = \frac{kT}{2e} \ln \frac{C_s}{C_{ns}}, \quad (2.20)$$

$$C_{ps}(n_s) = C_{ps}(n_s) v_t \quad (2.21)$$

где $C_p(n)$ - сечение захвата, v_t - тепловая скорость.

Формула (2.19А) - широко используемое соотношение, впервые полученное в ряде работ; обычно ее называют формулой Стивенсона-Кейса. Формула предсказывает "колоколообразную" зависимость как функцию поверхностного потенциала χ_s с максимумом при $\chi_s = \bar{\varphi}_0 + \chi_b$ (рис. 4). Проанализируем характерные особенности этого соотношения.

2.3. Анализ формулы Стивенсон-Кейса

1. Знак параметра $\bar{\varphi}_0$ указывает, является ли центр донором или акцептором. В первом случае - $\bar{\varphi}_0 < 0$ (поскольку для донора $C_s/C_n < 1$), во-втором - $\bar{\varphi}_0 > 0$. Величина $\bar{\varphi}_0$ задает отношение C_s/C_n . Последнее определяет то, насколько центр способен к рекомбинации: большей рекомбинации способствует близость C_s/C_n к единице. Если C_s/C_n сильно отклоняется от единицы, то центр легко может стать центром прилипания.

2. Максимальное значение δ будет при минимальном значении знаменателя в (2.19), т.е. при минимальном значении $\text{ch}(\chi_s - \chi_b - \bar{\varphi}_0)$. Это единственный член, который зависит от χ_s в (2.19). Минимальное значение $\text{ch} x$ равно 1 при нулевом значении аргумента, т.е. при $\chi_{s, \max} - \chi_b - \bar{\varphi}_0 = 0$; таким образом,

$$\chi_{s, \max} = \chi_b + \bar{\varphi}_0. \quad (2.22a)$$

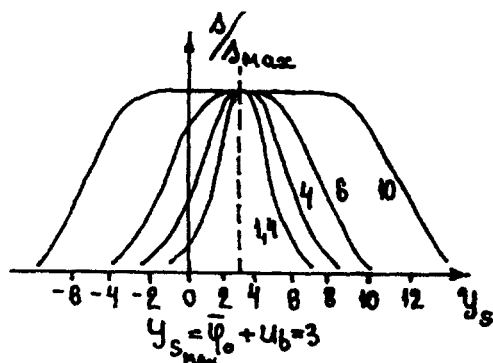


Рис. 4. Приведенные кривые зависимости скорости поверхностной рекомбинации от поверхностного электростатического потенциала при разных значениях $\bar{E}_t - \mu_i$. Величина $\bar{\psi}_0$ принята равной 1,4, что соответствует отношению вероятностей захвата дырки и электрона рекомбинационным центром, близкому 16. Объемные свойства характеризуются $U_b = 1,6$ (дырочный германий с уровнем Ферми 0,04 эВ ниже середины запрещенной зоны). Максимальные значения Δ весьма резко (при $\bar{E}_t - \mu_i - \bar{\psi}_0 > 4$ практически экспоненциально) уменьшаются с ростом абсолютного значения этой величины. Самая узкая из кривых соответствует условию $\text{ch}(\bar{E}_t - \mu_i - \bar{\psi}_0) = 1$, т.е. $\bar{E}_t - \mu_i = \bar{\psi}_0 = 1,4$.

Из (2.19А) легко получить величину

$$\Delta_{\max} = \frac{N_t (C_p C_n) (n_0 + p_0)}{2 n_i [1 + \text{ch}(\bar{E}_t - \mu_i - \bar{\psi}_0)]} \quad (2.23)$$

3. При изменении поверхностного потенциала ψ_s вблизи $U_b + \bar{\psi}_0$ величина Δ равна Δ_{\max} и изменяется слабо. Если имеем дело со случаем $C_n = C_p$, т.е. $\bar{\psi}_0 = 0$, то условие максимума Δ требует, чтобы уровень Ферми на поверхности нахо-

дился в середине запрещенной зоны:

$$\psi_s = \psi_b \quad \text{и} \quad u_s = 0. \quad (2.24)$$

В таком случае концентрации поверхностных дырок и электронов равны. Это означает, что при значениях ψ_s , соответствующих максимальному значению δ , и вблизи него нет недостатка ни в свободных электронах, ни в свободных дырках.

4. При больших поверхностных потенциалах величина δ начинает сильно уменьшаться, причем симметрично относительно $\psi_{s\max} = \psi_b + \psi_0$. Такое поведение определяется тем, что для совершения акта рекомбинации одинаково важно иметь как свободные электроны, так и дырки, и нехватка тех или других замедляет скорость рекомбинации, т.е. уменьшает величину δ .

5. Можно вычислить значение искривления зон, где наклон зависимости $\delta(\psi_s)$ максимален, т.е. где

$$\left(\frac{d\delta}{d\psi_s} \right)_{\max}.$$

Для этого нужно решить уравнение

$$\frac{d^2 \delta(\psi_s, (\bar{E}_t - \mu_i, \psi_b))}{d\psi_s^2} = 0$$

относительно ψ_s .

Оказывается, что максимальный наклон зависимости $\delta(\psi_s)$ для модели с одним уровнем реализуется в точке "полуспада", где

$$\delta = \frac{1}{2} \delta_{\max}.$$

Подробный расчет показывает, что для широких колоколообразных кривых $\delta(\psi_s)$, т.е. при $\bar{E}_t - \mu_i - \psi_0 \geq 4$ этот наклон не зависит от энергии активации центра $\bar{E}_t - \mu_i$ и равен 0,25 кТ/е. Однако для узких кривых $\delta(\psi_s)$ наклон увеличивается по мере их сужения.

6. По потенциалу точки полуспада Y_s^* для широкой кривой $\delta(Y_s)$ (т.е. при $\bar{E}_t - \mu_i - \bar{\varphi}_0 > 4$) удобно рассчитывать энергию активации центра. Так как в случае, если $\alpha = \bar{E}_t - \mu_i - \bar{\varphi}_0 > 4$, то и $\text{ch } \alpha \gg 1$

$$\delta_{\max}(Y_s = u_b + \bar{\varphi}_0) = \frac{C}{\text{ch } \alpha}, \quad (2.25)$$

где единицей в знаменателе по сравнению с $\text{ch } \alpha$ пренебрегали. Величину полуспада $\delta(Y_s^*) = \frac{1}{2} \delta_{\max}$ получаем при больших или меньших значениях Y_s по сравнению с $Y_{s\max}$. Это значение искривления зон, соответствующее полуспаду δ , обозначаем Y_s^* . Значение Y_s^* можно найти из уравнения

$$2 = \frac{\delta_{\max}}{\delta(Y_s^*)} = \frac{C}{\text{ch } \alpha}; \quad \frac{C}{\text{ch } \alpha + \text{ch}(Y_s^* - u_b - \bar{\varphi}_0)} \quad (2.26)$$

которое ввиду четности гиперболического косинуса имеет два решения:

$$1) \quad \alpha = Y_s^{*(1)} - u_b - \bar{\varphi}_0$$

и

$$2) \quad \alpha = -(Y_s^{*(2)} - u_b - \bar{\varphi}_0),$$

или то же самое

$$\begin{aligned} Y_s^{*(1)} - u_b &= \bar{E}_t - \mu_i = U_s^{*(1)} \\ Y_s^{*(2)} - u_b &= -(\bar{E}_t - \mu_i - 2\bar{\varphi}_0) = U_s^{*(2)} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Таким образом, одно из двух экспериментально определяемых значений U_s^* , соответствующих $\delta = \frac{1}{2} \delta_{\max}$ устанавливает непосредственно энергетическое положение центра рекомбинации

в единицах ψT . (Его расстояние от уровня Ферми в собственном полупроводнике - μ_i). Возникает вопрос: какое из двух значений искривления зон (в един. ψT) непосредственно определяет \bar{E}_t ? Для однозначного определения \bar{E}_t обычно измеряют зависимость Δ от ψ_3 при двух различных температурах (T_1 и T_2). Тогда для каждой температуры получается два значения ψ_3^* , при которых $\Delta = \frac{1}{2} \Delta_{max}$. Однако те величины поверхностного потенциала при разных температурах (T_1 и T_2), которые определяют энергетическое положение поверхностного уровня, относятся как T_1/T_2 , тогда как для значений ψ_3^{*21} соотношение более сложное.

Энергетическое положение рекомбинационного уровня можно определить также из исследования температурной зависимости Δ_{max} .

Выражение (2.19) для Δ_{max} можно переписать следующим образом, учитывая при этом, что $\chi \alpha \gg 1$ (т.е. для широкой колоколообразной кривой $\Delta(\psi_3)$). Тогда $\chi \alpha \approx e^x$. Получим (пренебрегая как и раньше единицей в знаменателе):

$$\Delta_{max} = \text{const.} \cdot \frac{C_{ps}}{n_i} \frac{1}{e^{\psi_0} [e^{(\bar{E}_t - \mu_i - \bar{\psi}_0) + 1}]} \approx \text{const.} \cdot \frac{C_{ps}}{n_i} \cdot \frac{1}{e^{(\bar{E}_t - \mu_i)}} \quad (2.28)$$

Если предположить, что температурная зависимость C_{ps} и C_{ps} определяется температурной зависимостью тепловой скорости носителей, т.е. $C_{ps} \sim T^{1/2}$ и учесть, что

$$n_i = \text{const.} \cdot T^{3/2} e^{-(\mu_i - \bar{E}_c)}, \quad \Delta_{max} = \text{const.} \cdot T^{1/2} \cdot T^{-1/2} \cdot e^{-(\bar{E}_t - \mu_i)} \cdot e^{(\bar{E}_c - \bar{E}_t)} = \text{const.} \cdot T^{-1} e^{(\bar{E}_c - \bar{E}_t)},$$

$$\delta_{\max} T = \cos \chi \cdot e \quad (\bar{E}_c - \bar{E}_t) \quad (2.29)$$

Тогда зависимость $\delta_{\max} T$ от $1/T$ в полудогарифмическом масштабе является прямой, наклон которой определяет энергетическое положение поверхностного уровня относительно дна зоны проводимости.

Концентрации поверхностных центров рекомбинации обычно находят из анализа зависимости заряда, захваченного на поверхностные уровни от изгиба зон, полученной из измерений эффекта поля. Так как эти измерения обязательны для определения величины поверхностного потенциала (χ_s или χ_s), то эффект поля не является дополнительным экспериментом.

Выражение для δ_{\max} дает еще одно независимое уравнение, в которое входят уже известные параметры E_t , N_t и оба сечения захвата, C_{p2} , C_{n2} . Так как C_{p2}/C_{n2} определено по сдвигу максимума зависимости $\Delta(\chi_s)$, то оказывается возможным определить из значений δ_{\max} оба поперечные сечения захвата. Таким образом, из совместных измерений эффекта поля и скорости поверхностной рекомбинации при различных изгибах зон можно определить все четыре параметра, характеризующие поверхностный уровень (C_{n2} , C_{p2} , N_t , E_t).

При проведении анализа экспериментальных результатов предполагалось, что на поверхности существует один тип рекомбинационных уровней. Такой же анализ можно провести и при наличии на поверхности центров нескольких типов с резко различными отношениями сечений захвата или существенно различными энергетическими положениями уровней. В этом случае экспериментальная кривая $\Delta(\chi_s)$ должна иметь вид, изображенный на рис. 5 для системы двух уровней. Такую кривую можно аппроксимировать двумя теоретическими кривыми типа (2.19А) (пунктирная линия на рис.) и определить параметры этих уровней описанным способом.

Реально наблюдаемые кривые скорости поверхностной рекомбинации в зависимости от изгиба зон для германия имеют более или менее резко выраженный один максимум, однако описать

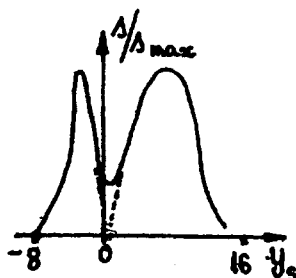


Рис. 5. Теоретические рекомбинационные кривые для случая дискретных поверхностных уровней с сильно отличающимися значениями.

экспериментальные зависимости теоретическими, рассчитанными по (2.19А), в широком диапазоне изгиба зон не удается. В области максимума экспериментальные точки хорошо укладываются на теоретическую кривую, но при больших $U_b - \varphi$, экспериментальные значения несколько выше теоретических (рис. 6). Объяснить наблюдаемое расхождение между этими кривыми можно наличием на поверхности ряда рекомбинационных уровней, дискретных, но относительно близко расположенных.

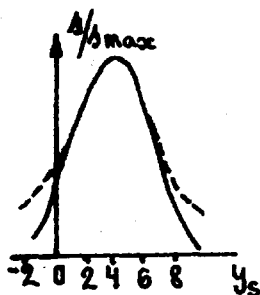


Рис. 6. Зависимость A/A_{\max} от y_s .
 экспериментальные данные.
 — наиболее близкая к ним теоретическая кривая.

Ограничения метода состоят в следующем. С его помощью можно получить сведения только о рекомбинационных уровнях. В случае, если одно из сечений захвата (C_p , или C_n) мало, то такой поверхностный уровень в рекомбинации не участвует, а проявляется как уровень прилипания или захвата. Параметры этих уровней находят из зависимости заряда, захваченного на поверхностных состояниях от изгиба зон, определяемой из измерений эффекта поля. Кроме того, при исследовании скорости поверхностной рекомбинации необходимо следить за выполнением критерия применимости этого понятия. Так, в случае кремния уже при достаточно малых изгибах зон понятие скорости поверхностных рекомбинаций теряет смысл. Так что определение параметров поверхностных уровней для кремния из измерения Δ не всегда возможно. При больших изгибах зон, когда поверхность полупроводника вырождена, теория Стивенсона-Кейса несправедлива.

3. Некоторые экспериментальные методы исследования поверхности

3.1. Эффект поля

Здесь мы кратко рассмотрим принцип действия самых простых схем исследования эффекта поля.

Для измерения эффекта поля монтируется конденсатор образец-полевой электрод. Для наведения больших зарядов на поверхности полупроводника необходимо обеспечить большие емкости конденсатора. Это достигается помещением между образцом и параллельным ему металлическим электродом тонкой (порядка 8-10 мкм) пластинки из слюды, титаната стронция или другого диэлектрика с возможно большой диэлектрической проницаемостью и диэлектрической прочностью.

Чтобы исследовать отдельно "медленные" и "быстрые" поверхностные уровни, необходимо раздельно измерить заряд, локализованный на "медленных" и "быстрых" уровнях в зависимости от изгиба зон. Для определения заряда на "быстрых" состояниях используется метод эффекта поля на переменном напряжении. На конденсатор образец-слюда-полевой электрод по-

дается переменное напряжение такой частоты, что (условие квазиравновесия) успевает установиться равновесие между "быстрыми" состояниями и зонами в объеме в каждый момент времени, но заряд на "медленных" поверхностных уровнях не изменяется. Этому условию для германия при комнатной температуре отвечают частоты поперечного поля в диапазоне от десятков до сотен Гц.

Принципиальная схема представлена на рис. 7. Через тор-

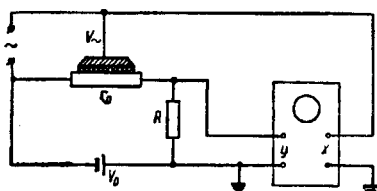


Рис. 7. Принципиальная схема измерения эффекта поля на переменном напряжении.

цевые токовые контакты на образец германия подается постоянное "тянущее" напряжение V_0 порядка нескольких вольт. На полевой электрод включается переменное напряжение $V_~$, модулирующее проводимость образца. В результате на нагрузочном сопротивлении R_n появляется переменный сигнал (падение напряжения), который в случае $R_n \ll R_0$ пропорционален проводимости образца. Этот сигнал подается на у-пластинки осциллографа. Если на х-пластины подать то же напряжение, что и на полевой электрод, то на экране осциллографа появляется кривая зависимости поверхностной проводимости от приложенного на полевой электрод напряжения.

При измерении эффекта поля на переменном сигнале существенным препятствием является возникновение паразитного сигнала, обусловленного емкостным током конденсатора образец-полевой электрод. Для подавления паразитного сигнала применяются разные мостовые схемы, и полезный сигнал усиливается

дифференциальным усилителем. Одна из таких схем приведена на рис. 8. Здесь на полевой электрод подается синусоидальное напряжение с амплитудой от 100 до 1500 В. При этом на нагру-

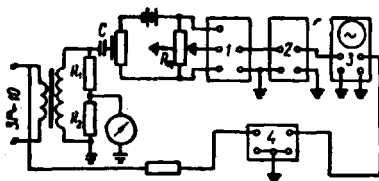


Рис. 8. Блок-схема установки для измерения эффекта поля на синусоидальном напряжении.

зочном сопротивлении R_d возникает полезный сигнал, связанный с модуляцией проводимости электрическим полем, а кроме того, существует и паразитный сигнал. Для компенсации паразитного сигнала применяется нагрузочное сопротивление с заземленной средней точкой. Обе половины нагрузочного сопротивления вместе с распределенной емкостью образец-полевой электрод образуют мостовую схему. С помощью изменения средней точки нагрузочного сопротивления паразитный сигнал балансируется до тех пор, пока не станет одинаковым по амплитуде и фазе на обоих концах образца. Для усиления полезного и подавления паразитного сигнала используют дифференциальный усилитель с симметричным входом 1 и широкополосный усилитель 2. Усиленный сигнал подается на вертикальные пластины осциллографа 3, а на горизонтальный его вход поступает то же напряжение, что и на полевой электрод. Так как фаза сигнала, приходящего на вертикальные пластины осциллографа, может быть сдвинута относительно фазы напряжения на полевом электроде, то для компенсации сдвига фаз в цепь развертки вводится фазовращатель 4. Таким образом, на экране осциллографа наблюдается

зависимость изменения поверхностной проводимости от приложенного к поверхности напряжения.

При экспериментальном исследовании частотной зависимости подвижности эффекта поля удобно пользоваться методикой, описанной на рис. 9.

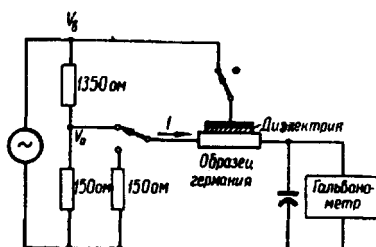


Рис. 9. Принципиальная схема установки для измерения частотной зависимости подвижности эффекта поля.

Метод состоит в следующем. К конденсатору образец-полевой электрод прикладывается переменное напряжение высокой частоты $V_B = \sqrt{2} V_B \cos \omega t$. К концам образца подводится меньшее напряжение той же частоты $V_A = \sqrt{2} V_A \cos(\omega t - \theta_f)$, где θ_f - сдвиг фаз между переменными напряжениями V_A и V_B . В результате модуляции проводимости в токе, текущем через образец, появляется постоянная составляющая, которая регистрируется гальванометром. Можно показать, что величина постоянной составляющей пропорциональна подвижности эффекта поля:

$$\mu_{\text{эф}} = \frac{d\beta_s}{dQ_{\text{инг}}} \approx J_{\text{нон}}. \quad (3.1)$$

С помощью описанной методики проведены исследования частотной зависимости подвижности эффекта поля для германия в диапазоне частот 300 Гц до 10 МГц в различных газовых окружениях, что обеспечивало разную величину и знак начального изгиба зон. Результаты таких измерений на р-германии пред-

ставлены на рис. 10. В области высоких частот (порядка 10 МГц) $\mu_{\text{эф}}$ не зависит от окружающей среды и приблизительно совпадает с величиной подвижности основных носителей тока в

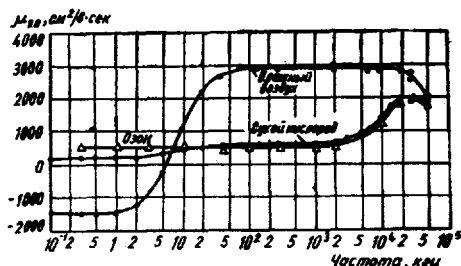


Рис. 10. Частотная зависимость подвижности эффекта поля в р-германии при различных газовых окружениях.

объеме кристалла. По-видимому, при этих частотах не успевает происходить обмен носителями между зонами и "быстрыми" уровнями; отсюда время релаксации "быстрых" поверхностных уровней оценивается порядка 10^{-8} с. При наличии на поверхности инверсионного слоя (в атмосфере влажного воздуха) в области высоких частот $\mu_{\text{эф}}$ на 50% превышает значение подвижности дырок в объеме. Это соответствует временам, когда неосновные электроны уже успели захватиться на поверхностные уровни (см. [1, стр. 69], где обсуждаются переходные процессы в биполярном эффекте поля).

3.2. Определение скорости поверхностной рекомбинации из измерения стационарной фотопроводимости

Одним из широко используемых методов определения λ является метод стационарной фотопроводимости. Можно показать, что в случае сильно поглощающего света (коэффициент поглощения $\kappa \rightarrow \infty$) для тонких образцов (толщина образца значительно меньше, чем диффузионная длина $d \ll L_p$), имеющих одинаковые скорости поверхностной рекомбинации λ на обеих гранях, стационарная фотопроводимость равна

$$\begin{aligned}\Delta\sigma &= e(u_n + u_p)G\tau_{\Sigma p} = \\ &e(u_n + u_p)\Delta p = \\ &e(u_n + u_p) \cdot G\left(\frac{1}{\tau_b} + \frac{2s}{d}\right)^{-1},\end{aligned}\tag{3.2}$$

где G - скорость генерации электрон-дырочных пар и, как известно (при отсутствии прилипания),

$$\Delta n = \Delta p = G \cdot \tau_{\Sigma p}$$

$$\text{и} \\ \tau_{\Sigma p} = \left(\frac{1}{\tau_b} + \frac{2s}{d}\right)^{-1}$$

(см. I.27)).

Подвижности электронов и дырок нужно определить из отдельного эксперимента. Скорость генерации электрон-дырочных пар - из экспериментов по начальному нарастанию фотопроводимости с временем [10, стр. 64]. Время жизни τ_b - объемное время жизни - устанавливается при исследовании спада фотопроводимости в толстых образцах, где поверхностные эффекты не играют роли. После того, как объемные характеристики полупроводника известны, при помощи измерения стационарной фотопроводимости при разных изгибах зон по формуле (I.27) можно определить из (3.2) скорость поверхностной рекомбинации.

Для исследования зависимости Δ от ψ , применяется комбинированная методика одновременного измерения эффекта поля и стационарной фотопроводимости при различных величинах приложенного к поверхности напряжения.

Как обычно, при исследовании эффекта поля монтируется конденсатор образец-зледа-полевой электрод, но полевой электрод делается полупрозрачным. Для обеспечения одинаковых Δ на обеих гранях обе поверхности образца обрабатываются одинаково, и поле прикладывается также к обеим поверхностям. Образец освещается П-импульсами света с длительностью, значительно превышающей эффективное время жизни избыточных носителей заряда, что необходимо для установления стационарной

фотопроводимости. Частота синусоидального поперечного поля выбирается некратной частоте прерывания света. Сигналы эффекта поля и фотопроводимости с образца подаются на вычитательную схему, с помощью которой можно компенсировать паразитный емкостный сигнал от поперечного поля, затем — на широкополосный усилитель и осциллограф. На экране осциллографа наблюдаются две кривые, соответствующие эффекту поля в темноте (нижняя кривая, рис. II) и при освещении (верхняя кривая).

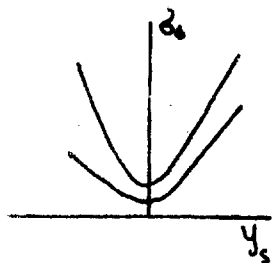


Рис. II. Осциллограмма проводимости образца в зависимости от поперечного электрического поля при освещении (верхняя кривая) и в темноте (нижняя кривая).

Сравнение экспериментальной кривой эффекта поля в темноте с теоретической, рассчитанной по теории Гарретта-Браттайна [1, стр. 227], позволяет поставить в соответствие каждому значению поперечного внешнего поля определенную величину изгиба зон ψ_s , другими словами, прокалибровать ось x по ψ_s . Равность ординат для каждого значения поля определяет величину стационарной фотопроводимости. При малых уровнях инжекции изменение величины изгиба зон при освещенности мало, и определенное таким образом значение $\Delta\psi$, а значит и Δ , вычисленное по формуле (I.27), можно отнести к величине изгиба зон, найденной из темновой кривой эффекта поля.

При высоких уровнях инжекции пренебрегать изменением поверхностного потенциала при освещении нельзя.

3.3. Метод измерения контактной разности потенциалов при помощи динамического (вибрационного) конденсатора

В основу этого метода положен метод Кельвина для измерения контактной разности потенциалов. Здесь одной обкладкой конденсатора является исследуемый образец, другой служит металлически эталонный электрод из Au или Pt . Одна из обкладок такого конденсатора вибрирует (чаще всего металлический электрод), в результате чего емкость его периодически меняется. При отличной от нуля разности потенциалов U между обкладками конденсатора на нем имеется заряд величиной $Q = CU$. При периодическом изменении емкости конденсатора заряд на нем стремится следовать за изменением величины емкости, вызывая тем самым на внешней цепи переменный ток и на нагрузочном сопротивлении — переменное напряжение. Оно пропорционально амплитуде изменения емкости и величине разности потенциалов. В качестве разности потенциалов в цепи неминуемо существует контактная разность потенциалов материалов обкладок конденсатора V_k . Кроме того, в цепь может быть последовательно включена и разность потенциалов компенсирующего источника U_5 , как это показано на схеме установки на рис. 12 для измерения разности контактных потенциалов. Если суммарная разность потенциалов в замкнутой цепи равна нулю, т.е. если $Q = C(V_k + U_5) = 0$, то при изменении емкости ток через входное сопротивление R_n чувствительного усилителя \mathcal{U} , которое служит нагрузочным сопротивлением динамического конденсатора, равен нулю, и на выходе усилителя нет сигнала. Вольтметр V в такой ситуации непосредственно покажет значение контактной разности между материалами обкладок конденсатора. Указанный метод дает сведения не об абсолютной величине работы выхода, а о величине контактной разности потенциалов. Чувствительность метода — примерно 0,5 мВ.

Подчеркиваем, что важную роль при определении величины работы выхода, тем самым и контактной разности потенциалов играет искривление зон \mathcal{U}_5 на поверхности полупроводников, так как термодинамическая работа выхода полупроводника

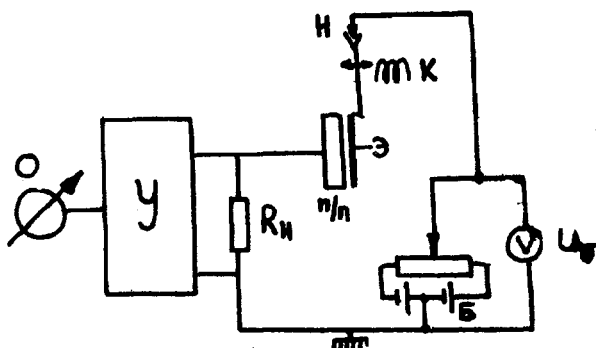


Рис. 12. Схема измерения контактной разности потенциалов. п/п - полупроводниковый образец; Э - отсчетный электрод; Н - место крепления стержней, несущих отсчетный электрод; К - катушка электромагнита, при помощи которой создается вибрация стержней и отсчетного электрода; Б - источник компенсирующего напряжения; V - вольтметр для измерения значения компенсирующего напряжения - контактной разности потенциалов; 0 - индикатор нуля; У - усилитель.

$$\chi_{тн} = |\mu| - \chi_s + \chi_{он} \quad (3.3)$$

(см. рис. 13).

Здесь $|\mu|$ - расстояние между дном зоны проводимости и уровнем Ферми в объеме полупроводника, χ_s - искривление зон, $\chi_{он}$ - внешняя работа выхода, т.е. расстояние от уровня дна зоны проводимости до уровня вакуума.

Если компенсационное напряжение равно и по знаку противоположно контактной разности потенциалов, то заряд на пластинах конденсатора равен нулю (см. рис. 13). Следовательно, тогда исчезает переменное напряжение, возникающее из-за периодического изменения емкости. При этом, необходимо помнить,

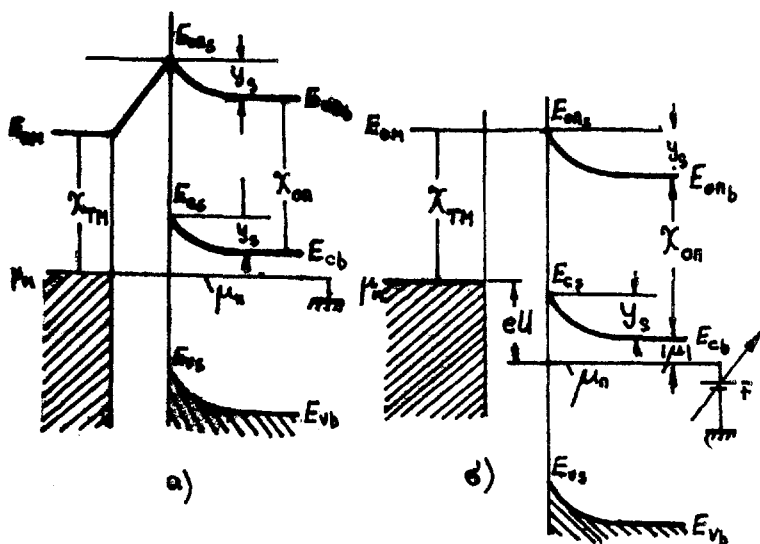


Рис. 13. Зонные энергетические схемы контакта металла с термодинамической работой выхода χ_{TM} и полупроводника с внешней работой выхода $\chi_{o\eta}$ в равновесии (а) и при приложении между пластинами внешнего компенсационного напряжения, равного по абсолютной величине разности контактных потенциалов (б).

что искривление зон на поверхности полупроводника обусловлено зарядом, локализованным на поверхностных уровнях, который скомпенсирован приповерхностным объемным зарядом. При отличной от нуля контактной разности потенциалов эта разность индуцирует на обкладках конденсатора заряд $V_K C$.

3.4. Определение ψ_{s0} из сравнения контактных потенциалов двух кристаллов

Обычным методом для определения начального изгиба зон является метод эффекта поля. Но для успешной реализации этой задачи необходимо достижение минимума на кривой зависимости поверхностной проводимости от напряжения на полевом электроде (от индуцированного заряда). В случае сильно легированных образцов и/или большой поверхностной плотности поверхностных уровней минимум проводимости не всегда достижим, так как попадает в область таких высоких приложенных напряжений, которые превышают электрическую прочность диэлектрика конденсатора полевой электрод - кристалл образца. Для определения ψ_{s0} в таких случаях и применим описанный ниже метод.

Метод состоит в измерении контактной разности потенциалов между калибровочным образцом с известным изгибом зон ψ_{s01} и исследуемым образцом с неизвестным начальным изгибом зон ψ_{s0x} . Для обоих образцов измеряется контактная разность потенциалов относительно одного и того же отсчетного металлического электрода, например, платинового (см. рис. 14).

Так как основной материал обоих полупроводниковых кристаллов один и тот же (например, Ge и Ge или Si и Si), а степень легирования у них разная, то должно быть $\Delta E_1 = \Delta E_x$ и $\chi_{001} = \chi_{002}$ но $|\mu_1| \neq |\mu_x|$ и $\psi_{s01} \neq \psi_{s0x}$.

При этом величины $|\mu_1|$ и $|\mu_x|$ определяются из отдельного эксперимента (при помощи измерения удельного сопротивления материалов). ψ_{s01} известна из данных анализа эффекта поля (для кристалла I в эффекте поля наблюдается минимум проводимости, и эффект поля приводит к цели, т.е. можно сопоставить экспериментальные и теоретические кривые эффекта поля и определить начальное искривление зон ψ_{s01} этого полупроводника).

Измеряемые при помощи вибрационного конденсатора контактные разности потенциалов V_{K1} и V_{Kx} выражаются, как видно из зонных схем, следующим образом:

$$V_{K1} = \chi_0 - \psi_{s1} + |\mu_1| - \chi_{TM} + V_{OK1} + V_{Oun1}, \quad (3.4)$$

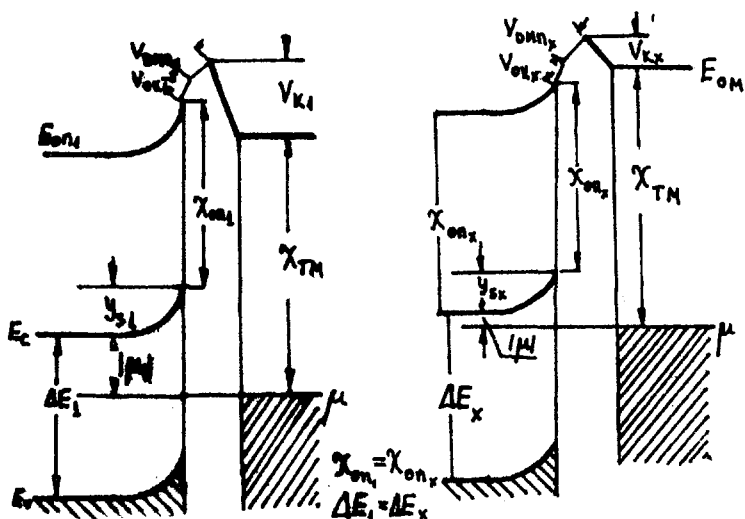


Рис. 14. Зонные схемы, описывающие возникновение контактной разности потенциалов.

$$V_{kx} = \chi_0 - y_{sx} + |\mu_x| - \chi_{TM} + V_{0kx} + V_{0n1x}. \quad (3.5)$$

А из определенной таким образом экспериментально контактной разности потенциалов между эталоном и исследуемым полупроводником можно определить начальное искривление зон исследуемого полупроводника:

$$V_{k1} - V_{kx} = \Delta V_k = \Delta|\mu| - (y_{s01} - y_{s0x}) + (V_{0k1} - V_{0kx}) + (V_{0n1} - V_{0n1x}). \quad (3.6)$$

$|\mu|$ и ΔV_k известны из эксперимента, $\Delta V_{ок}$, $\Delta V_{дип}$ — падение потенциала в оксидном слое и слое дипольных адсорбированных молекул (считаются одинаковыми для обоих полупроводников).

3.5. Метод определения χ_s из одновременных измерений кинетики эффекта поля и контактной разности потенциалов

К поверхности полупроводника через слюду прикладывается достаточно сильное электрическое поле $(2+7) \cdot 10^5$ В/см на 1–2 мин. Немедленно после выключения поля металлический полевой электрод вместе со слюдой быстро отводится, а к исследуемой поверхности приближается вибрирующий платиновый электрод. Производится одновременное измерение спада проводимости и изменения контактной разности потенциалов во времени. Результаты таких измерений на германии приведены на рис. 15.

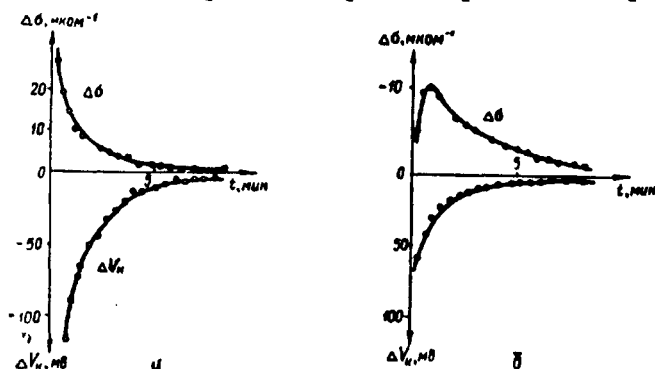


Рис. 15. Релаксация поверхностной проводимости и контактной разности потенциалов после выключения внешнего электрического поля.

Если из этих зависимостей исключить время, то можно получить зависимость $\Delta \delta_s(t)$ от ΔV_k . Изменение контактной разности потенциалов состоит из суммы трех слагаемых:

$$\Delta V_k(t) = \Delta \chi_s(t) + \Delta V_{ок}(t) + \Delta V_{дип}(t), \quad (3.7)$$

где $\Delta\psi_s(A)$ - изменение приповерхностного изгиба зон, вызванное действием приложенного в начале эксперимента напряжения на полевом электроде;
 $\Delta V_{ок}$ - изменение падения потенциала в слое окисла на поверхности;
 $\Delta V_{дип}$ - падение потенциала в слое диполей адсорбированных молекул.

Можно показать, что в определенных условиях $\Delta V_{ок}, \Delta V_{дип} \ll \Delta\psi_s$. Таким образом, при небольших изменениях изгиба зон $\Delta\beta_s(H) = f(\Delta V_{ок})$ является фактически зависимостью $\Delta\beta_s = f(\Delta\psi_s)$. Построив эту кривую и теоретическую зависимость поверхностной проводимости от изгиба зон по Гарретту и Браттайну в одинаковом масштабе, можно совместить кривые и найти начальный изгиб зон.

Литература

1. Ньым У. Некоторые вопросы физики поверхности полупроводников. - Тарту: ТТУ, 1984.
2. Nõmm U. Pooljuhtide füüsika alused. - Tartu: TRÜ, 1968.
3. Nõmm U., Neiman L. Pooljuhtide ja tahke keha füüsika praktikumi tööjuhendid. - Tartu: TRÜ, 1971.
4. Nõmm U. Pooljuhtide füüsika. - Tartu: TRÜ 1976.
5. Ньым У., Нейман Л., Уйбр Л. Практические работы по физике полупроводников. - Тарту: ТТУ, 1981.
6. Ньым У., Нейман Л. Руководства к практикуму по физике полупроводников и твердого тела. - Тарту: ТТУ, 1984.
7. Shockley W. Bell Syst.-Tech. J., 1949, vol. 28, p. 435.
8. Шокли В. Теория электронных полупроводников. - М.: Изд-во иностр. лит., 1953.
9. Stevenson D., Keyes R. Physica, 1954, vol.20 p. 104 (перевод в сб. "Электрофизические свойства германия и кремния", 1956, с. 367).
10. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963.

Оглавление

Введение	3
I. Поверхностная рекомбинация	4
I.1. Понятие "скорости поверхностной рекомбинации" ..	4
I.2. Основные соотношения, используемые при рас- чете неравновесных эффектов	7
I.3. Время жизни носителей заряда в нитевидных образцах	10
I.3.1. Введение	10
I.3.2. Уравнение непрерывности и граничные усло- вия	11
I.3.3. Решение уравнения непрерывности и его анализ	12
2. Теория Стивенсона-Кейса	21
2.1. Статистика поверхностной рекомбинации	21
2.2. Формула Стивенсона-Кейса	24
2.3. Анализ формулы Стивенсона-Кейса	28
3. Некоторые экспериментальные методы исследования поверхности	35
3.1. Эффект поля	35
3.2. Определение скорости поверхностной рекомбина- ции из измерения стационарной фотопроводимости ..	39
3.3. Метод измерения контактной разности потенциа- лов при помощи динамического (вибрационного) конденсатора	42
3.4. Определение χ_{so} из сравнения контактных по- тенциалов двух кристаллов	45
3.5. Метод определения χ_{so} из одновременных измере- ний кинетики эффекта поля и контактной разно- сти потенциалов	47
Литература	49

Уно Н. И. М. М.
ПОВЕРХНОСТНАЯ РЕКОММЕНДАЦИЯ И НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ.
Учебное пособие для студентов отделения физики.
На русском языке.
Тартуский государственный университет.
ЭССР, 202400, г.Тарту, ул.Дякооли, 18.
Ответственный редактор Л. Нейманн.
Корректор Л. Онопренко.
Подписано к печати 23.12.1985.
Формат 60x84/16.
Бумага писчая.
Машинопись. Роталпринт.
Условно-печатных листов 3,02.
Учтно-издательских листов 2,69. Печатных листов 3,25.
Тираж 500.
Заказ № 1273.
Цена 10 коп.
Типография ТГУ, ЭССР, г.Тарту, ул.Дякооли, 14.

